

Diffusion par un milieu stratifié Air/Neige/Mer glacée Modèles des petites perturbations et des faibles pentes

Scattering from 3D-layered Air/Snow/Sea-Ice rough interfaces Small Perturbation Method and Small Slope Approximation

R. Dusséaux^{*}, S. Afifi^{**}, M. Dechambre^{*}

^{*}Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales (LATMOS/IPSL), Université de Versailles - Saint-Quentin-en-Yvelines (UVSQ), 11 boulevard d'Alembert, 78280 Guyancourt, France.

^{**}Département d'électronique, Université Badji Mokhtar Annaba, P.O. Box 12, 23000 Annaba, Algérie.

Résumé

Nous étudions à l'aide de la méthode des faibles pentes la signature radar en bande Ku d'une mer gelée enneigée sous la forme d'une configuration Air/Neige/Glace/Mer. La couche de neige est inhomogène et représentée comme un empilement de plusieurs couches ayant des permittivités relatives différentes. Nous mettons en évidence l'influence combinée sur la signature radar du facteur d'isotropie de l'interface Air/Neige et des facteurs de corrélation entre les différentes interfaces.

Abstract

In the framework of the small slope approximation, we study in Ku band the electromagnetic signature of layered Air/Snow/Sea-Ice rough interfaces. The snow is inhomogeneous and represented as a stack of several layers with different relative permittivities. We show that the electromagnetic response is sensitive to the values of isotropy factors and cross-correlation parameters.

Mots clés : Modèle des faibles pentes, modèle des petites perturbations, milieu multicouches, intensité diffractée.

Key words: Small Slope Approximation, Small Perturbation Method, layered medium, scattered intensity.

Introduction

La méthode des faibles pentes (SSA, Small Slope Approximation) a été intensément utilisée par la communauté de télédétection pour étudier la signature radar des surfaces océaniques [1-2] et par la communauté des opticiens pour analyser les diagrammes de diffusion de surfaces industrielles [3]. Ce modèle est attractif car son domaine d'application contient celui de la méthode des petites perturbations (SPM, Small Perturbation Method), valide pour des rugosités faibles devant la longueur d'onde incidente [4] et celui de la méthode de Kirchhoff [5], valide pour des surfaces ayant des rayons de courbure grands devant la longueur d'onde. La méthode SSA à l'ordre 1 donne l'amplitude de l'onde diffusée sous la forme d'une intégrale dont l'intégrant dépend du noyau de la méthode SPM à l'ordre 1. La méthode SSA conduit donc aux expressions de la méthode SPM lorsque la rugosité devient faible. Connaissant le noyau électromagnétique de la méthode SPM, il est possible de déduire l'expression de l'amplitude de diffraction

dans le cadre de la méthode SSA. La méthode SSA a fait l'objet d'un nombre limité de travaux sur la diffusion électromagnétique par un milieu stratifié [6]-[8]. Dans la référence [6], la méthode SSA est mise en œuvre pour étudier un empilement de deux interfaces. Dans les références [7] et [8], à partir des noyaux issus de la méthode SPM, la méthode SSA d'ordre 1 a été étendue à un milieu stratifié présentant un nombre arbitraire d'interfaces. Les différentes interfaces rugueuses séparant les milieux homogènes peuvent être corrélées ou non, isotropes ou non. Les rugosités des interfaces sont représentées par des autocorrélations gaussiennes.

Dans le présent travail, nous étudions à l'aide des méthodes SPM et SSA d'ordre 1 la signature radar en bande Ku d'une mer gelée enneigée sous la forme d'une configuration Air/Neige/Glace/Mer [9]. La couche de neige est inhomogène et représentée comme un empilement de plusieurs couches ayant des permittivités relatives différentes [10]. Nous montrons l'influence combinée sur l'intensité incohérente du facteur d'isotropie de l'interface Air/Neige et des corrélations entre les différentes interfaces.

2. Description du milieu

Nous considérons un milieu stratifié représenté par un empilement de $N-1$ interfaces rugueuses à deux dimensions. Les interfaces i et $i+1$ sont les limites d'un milieu spatialement homogène et isotrope, d'épaisseur $d_i = u_{i+1} - u_i$ (avec $u_1 = 0$). Les fonctions $a_i(x, y)$ décrivant les différentes interfaces sont des processus gaussiens, centrés ($\langle a_i(x, y) \rangle = 0, \forall(x, y)$) et stationnaire au sens second ordre. Les croches $\langle \rangle$ désignent la moyenne statistique. Pour les applications numériques, les fonctions d'autocorrélation $R_{ii}(x, y)$ et d'intercorrélations $R_{i,j \neq i}(x, y)$ sont des gaussiennes définies par [11]-[13] :

$$R_{ij}(x, y) = 2q_{ij}\sigma_i\sigma_j \sqrt{\frac{l_{xi}l_{xj}l_{yi}l_{yj}}{(l_{xi}^2 + l_{xj}^2)(l_{yi}^2 + l_{yj}^2)}} \exp\left(-\frac{2x^2}{l_{xi}^2 + l_{xj}^2} - \frac{2y^2}{l_{yi}^2 + l_{yj}^2}\right) \quad (1)$$

σ_i est la hauteur quadratique moyenne de l'interface i . l_{xi} et l_{yi} représentent les longueurs de corrélation. L'interface est isotrope si $l_{xi} = l_{yi}$ et anisotrope si $l_{xi} \neq l_{yi}$. Le facteur d'isotropie est défini par le rapport

$$r_i = \frac{\min(l_{xi}, l_{yi})}{\max(l_{xi}, l_{yi})}. \quad q_{ij} \text{ est le paramètre de mélange avec } |q_{i,j \neq i}| \leq 1 \text{ et } q_{ii} = 1 \text{ [13]. Si } q_{i,j \neq i} = 0, \text{ les interfaces } i$$

et j sont non corrélées. Elles sont pleinement corrélées quand $l_{xi} = l_{xj}$, $l_{yi} = l_{yj}$ et $q_{ij} = \pm 1$. Elles sont partiellement corrélées dans les autres cas. Les spectres $\hat{R}_{ii}(\alpha, \beta)$ et les interspectres $\hat{R}_{i,j \neq i}(\alpha, \beta)$ correspondent aux transformées de Fourier des fonctions $R_{ii}(x, y)$ and $R_{ij}(x, y)$ et sont aussi des gaussiennes.

La structure considérée est un empilement de sept couches de neige dont les valeurs de la permittivité complexe à la fréquence de travail de 13 GHz sont données dans le tableau 1. Cette neige recouvre une mer glacée. L'air est assimilé au vide. La couche de neige a une épaisseur de 21 cm et la couche de glace, une épaisseur de 80 cm. Les hauteurs quadratiques moyennes et les longueurs de corrélation des différentes interfaces sont données dans le tableau 2.

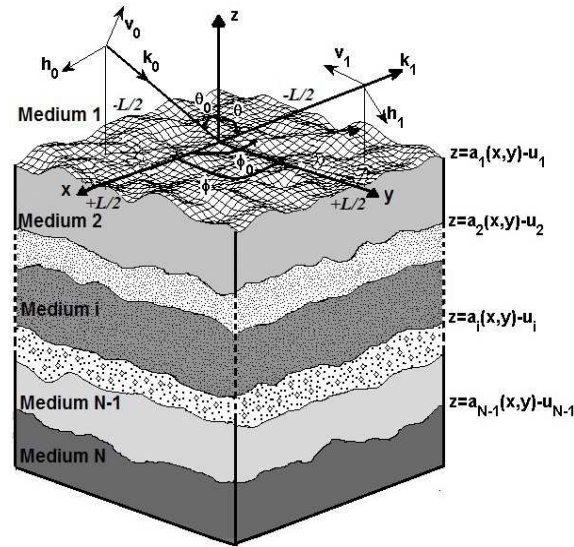


Fig. 1. Milieu stratifié défini par plusieurs interfaces non parallèles

Milieu	Permittivité relative	Epaisseur (cm)
1 - Air	1	-
2 - Neige	$1.58-j0.0587$	3.10
3 - Neige	$1.82-j0.1034$	2.85
4 - Neige	$1.57-j0.0428$	2.80
5 - Neige	$2.81-j0.0005$	3.20
6 - Neige	$1.30-j0.0435$	3.00
7 - Neige	$2.81-j0.0001$	2.90
8 - Neige	$1.32-j0.0001$	3.15
9 - glace	$4.4 - 0.38j$	80
10- Mer	$31-39j$	-

Tableau 1 : Permittivités électriques et épaisseurs des différentes couches de neige

Interfaces	σ_i (cm)	(l_{xi}, l_{yi}) (cm)
1 - Air/Neige	0.24	(1.20;1.20) ou (1.20;2.40)
2 - Neige/Neige	0.245	(1.21;1.21)
3 - Neige/Neige	0.235	(1.19;1.19)
4 - Neige/Neige	0.24	(1.20;1.20)
5 - Neige/Neige	0.25	(1.10;1.10)
6 - Neige/Neige	0.23	(1.13;1.13)
7 - Neige/Neige	0.24	(1.20;1.20)
9 - Neige/Glace	0.28	(1.80;1.80)
10 - Glace/Mer	0.9	(24;24)

Tableau 2 : Hauteurs quadratiques moyennes et longueurs de corrélation des différentes interfaces

3. Intensités cohérente et incohérente

La structure est éclairée par une onde plane harmonique de fréquence 13 GHz. La longueur d'onde λ dans l'air est égale à 2.31 cm. Le vecteur d'onde incident \mathbf{k}_0 est défini par son angle de site θ_0 et son angle d'azimut ϕ_0 . Les composantes $(\alpha_0, \beta_0, -\gamma_0)$ de \mathbf{k}_0 dans le repère cartésien sont :

$$\alpha_0 = k_1 \sin \theta_0 \cos \phi_0 ; \beta_0 = k_1 \sin \theta_0 \sin \phi_0 ; \gamma_0 = k_1 \cos \theta_0 \quad (2)$$

k_1 est le nombre d'onde dans l'air. Les champs électrique et magnétique incidents sont définis par :

$$\mathbf{E}_0 = (A_{0(h)}\mathbf{h}_0 + A_{0(v)}\mathbf{v}_0)\exp(-j\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}) \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_0 = \frac{1}{Z_1}(-A_{0(h)}\mathbf{v}_0 + A_{0(v)}\mathbf{h}_0)\exp(-j\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}) \quad (4)$$

$\mathbf{r}(x, y, z)$ est le vecteur position dans le système de coordonnées cartésiennes. \mathbf{h}_0 et \mathbf{v}_0 sont les vecteurs polarisation. Pour une onde incidente de polarisation horizontale, $A_{0(h)} = 1$ et $A_{0(v)} = 0$. Pour une polarisation verticale, $A_{0(h)} = 0$ et $A_{0(v)} = 1$. La structure éclairée par une onde incidente de polarisation (a) donne naissance à un champ diffusé présentant une composante directe de polarisation (aa) et une composante croisée de polarisation (ba). Pour un point d'observation situé à grande distance de la surface et repéré par l'angle de site θ et l'angle d'azimut ϕ , l'intensité cohérente $I_{c,(ba)}(\theta, \phi)$ est proportionnelle au module au carré de la moyenne statistique de l'amplitude complexe de diffraction $A_{1(aa)}(\theta, \phi)$ [14] :

$$I_{c,(ba)}(\theta, \phi) = \lim_{L \rightarrow +\infty} \frac{|\langle A_{1(ba)}(\theta, \phi) \rangle|^2 \cos^2 \theta}{\cos \theta_0 \lambda^2 L^2 |A_{0(a)}|^2} \quad (5)$$

La moyenne statistique de l'intensité de diffusion est proportionnelle à la moyenne statistique du module au carré de l'amplitude de diffraction :

$$I_{(ba)}(\theta, \phi) = \lim_{L \rightarrow +\infty} \frac{|\langle A_{1(ba)}(\theta, \phi) \rangle|^2 \cos^2 \theta}{\cos \theta_0 \lambda^2 L^2 |A_{0(a)}|^2} \quad (6)$$

L'intensité incohérente $I_{f,(ba)}(\theta, \phi)$ est la différence des deux termes avec [14] :

$$I_{f,(ba)}(\theta, \phi) = I_{(ba)}(\theta, \phi) - I_{c,(ba)}(\theta, \phi) \quad (7)$$

Pour une structure ayant un nombre arbitraire d'interfaces, les amplitudes de diffusion $A_{1(ba)}(\theta, \phi)$ peuvent être déterminées à l'aide d'une méthode de perturbation. Dans les références [7]-[8], nous obtenons ces grandeurs en représentant les champs électromagnétiques dans les différents milieux à l'aide de continuums d'ondes planes, communément appelés développements de Rayleigh, en écrivant les conditions aux limites sur les différentes interfaces et en mettant en oeuvre une méthode de perturbation à l'ordre 1. Nous obtenons l'amplitude de diffusion $A_{1(ba)}(\theta, \phi)$ sous la forme suivante :

$$A_{1(ba)}^{(SPM)}(\theta, \phi) = 4\pi^2 A_{1(a)}^{(0)}(\alpha_0, \beta_0) \delta(\zeta) \delta(\xi) + A_{1(ba)}^{(1)}(\alpha, \beta) \quad (8)$$

où $\zeta = \alpha - \alpha_0$; $\xi = \beta - \beta_0$, $\alpha = k_1 \sin \theta \cos \phi$, $\beta = k_1 \sin \theta \sin \phi$. $A_{1(a)}^{(0)}$ représente l'amplitude de diffusion à l'ordre zéro, $A_{1(ba)}^{(1)}$ la correction d'ordre 1. L'amplitude $A_{1(a)}^{(0)}$ correspond au coefficient de Fresnel en réflexion pour une structure planaire. A l'ordre zéro, l'onde se propage dans la direction spéculaire et n'est pas dépolarisée. L'amplitude de diffraction à l'ordre 1 peut se mettre sous la forme suivante :

$$A_{1(ba)}^{(1)} = \sum_{i=1}^{N-1} K_{i(ba)}(\alpha, \beta) \hat{a}_i(\zeta, \xi) \quad (9)$$

$\hat{a}_i(\alpha, \beta)$ est la transformée de Fourier de la fonction $a_i(x, y)$ décrivant l'interface i . Les facteurs $K_{i(ba)}(\alpha, \beta)$ sont donnés par des formules de récurrence [7]-[8]. Ils dépendent des permittivités relatives et des épaisseurs des différentes couches, des angles de site et d'azimut des ondes incidente et diffusée. A partir

des définitions (5) et (7), on parvient à établir les expressions des intensités cohérente et incohérente dans le cadre de la méthode des petites perturbations :

$$I_{c,(a)}^{(SPM)}(\theta, \phi) = \frac{\cos \theta_0}{\lambda^2} \left| A_{(a)}^{+(0)}(\alpha_0, \beta_0) \right|^2 4\pi^2 \delta(\xi) \delta(\zeta) \quad (10)$$

$$I_{f,(ba)}^{SPM}(\theta, \phi) = \frac{\cos^2 \theta}{\lambda^2 \cos \theta_0} \left\{ \sum_{i=1}^{N-1} |K_{i(ba)}|^2 \hat{R}_{ii}(\zeta, \xi) + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N-1} \operatorname{Re} [K_{i(ba)} K_{j(ba)}^* \hat{R}_{ij}(\zeta, \xi)] \right\} \quad (11)$$

L'intensité cohérente est portée par la direction spéculaire et l'intensité incohérente dépend des spectres des différentes interfaces et de leurs interspectres.

La méthode des faibles pentes à l'ordre 1 donne l'amplitude de l'onde diffusée sous la forme d'une intégrale dont l'intégrand dépend du noyau de la méthode des petites perturbations à l'ordre 1. Connaissant le noyau électromagnétique de la méthode des petites perturbations, il est possible de déduire l'expression de l'amplitude de diffusion dans le cadre de la méthode SSA. Dans les références [7] et [8], à partir des noyaux issus de la méthode SPM, nous étendons la méthode SSA d'ordre 1 à un milieu stratifié présentant un nombre arbitraire d'interfaces. Nous montrons que l'amplitude complexe de diffusion se met sous la forme suivante :

$$A_{1(ba)}^{(SSA)} = A_{0(a)} \sum_{i=1}^{N-1} \frac{K_{i(ba)}}{j(\gamma_1 + \gamma_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(j\zeta x) \exp(j\xi y) \exp[j(\gamma_1 + \gamma_0) a_i(x, y)] dx dy \quad (12)$$

où $\gamma_1 = k_1 \cos \theta$. La méthode SSA conduit aux expressions de la méthode SPM lorsque la rugosité devient faible devant la longueur. La solution (12) est consistante avec l'expression (8) si :

$$A_{1(a)}^{(0)} = \begin{cases} \sum_{i=1}^{N-1} \frac{K_{i(aa)}(\alpha_0, \beta_0)}{j2\gamma_0} & \text{si } (a)=(b) \\ 0 & \text{si } (a) \neq (b) \end{cases} \quad (13)$$

A partir des définitions (5) et (7) et de l'expression (12) de l'amplitude de diffusion, on parvient à établir les expressions des intensités cohérente et incohérente dans le cadre de la méthode des faibles pentes :

$$I_{c,(ba)}^{SSA}(\theta, \phi) = \frac{4\pi^2 \delta(\zeta) \delta(\xi)}{4\lambda^2 k_1^2 \cos \theta_0} \left| \sum_{i=1}^{N-1} K_{i(ba)}(\alpha_0, \beta_0) \exp(-2\gamma_0^2 \sigma_i^2) \right|^2 \quad (14)$$

$$I_{f,(ba)}^{SSA}(\theta, \phi) = \frac{\gamma_1^2}{4\pi^2 \cos \theta_0 (\gamma_1 + \gamma_0)^2} \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=1}^{N-1} K_{i(ba)} K_{j(ba)}^* \exp\left[-\frac{\sigma_i^2 + \sigma_j^2}{2} (\gamma_1 + \gamma_0)^2\right] P_{ij} \quad (15)$$

$$\text{avec} \quad P_{ij} = \sum_{q=1}^{+\infty} \frac{(\gamma_1 + \gamma_0)^{2q}}{q!} \operatorname{TF} [R_{ij}^q(x, y)](\zeta, \xi) \quad (16)$$

Les lettres TF désignent la transformée de Fourier. L'intensité cohérente $I_{c,(ba)}^{SSA}(\theta, \phi)$ est dans la réflexion spéculaire. Elle dépend des écarts types des hauteurs des différences interfaces mais ne dépend pas des spectres et des interspectres. Comme le montrent les relations (15) et (16), l'intensité incohérente $I_{f,(ba)}^{SSA}(\theta, \phi)$ dépend des transformées de Fourier des fonctions de $R_{ij}(x)$ à la puissance q . Pour de faibles rugosités, la relation (15) développée à l'ordre 2 conduit à l'expression de l'intensité incohérente obtenue

dans le cadre de la méthode des petites perturbations (Eq. 12). Comme pour la méthode SPM, il n'y a pas de dépolarisation dans le plan d'incidence et dans le cadre de la méthode SSA d'ordre 1, les intensités incohérentes en polarisations croisées sont donc égales à zéros dans le plan $\phi = \phi_0$.

4. Simulations numériques

La figure 2 donne l'intensité incohérente rétrodiffusée en fonction de l'angle d'incidence pour des interfaces isotropes et non corrélées. Pour $0 \leq \theta_0 \leq 34^\circ$, la méthode SPM surestime le résultat obtenu avec la méthode SSA avec un écart maximal de 6.4 dB. Pour $\theta_0 > 34^\circ$, la méthode SPM conduit à des valeurs plus faibles que celles obtenues avec la méthode SSA avec un écart maximal de 7.6 dB.

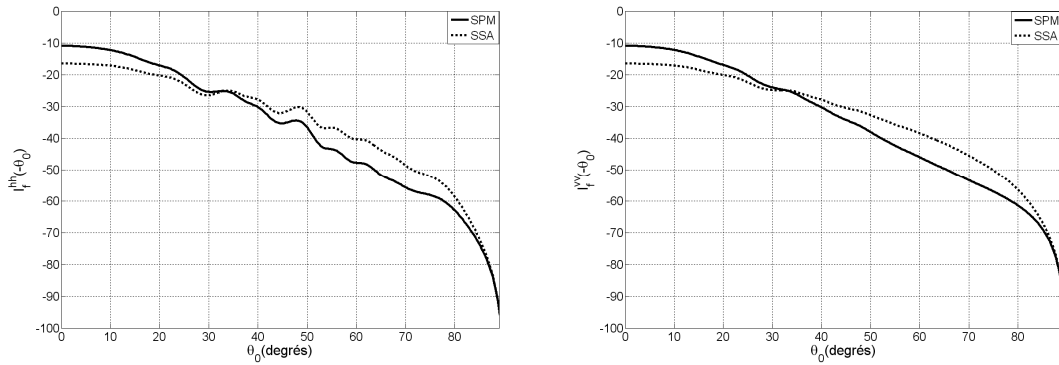


Figure 2 : Intensités incohérentes rétrodiffusées pour des interfaces isotropes et non corrélées. A gauche, en polarisation (hh), à droite en polarisation (vv).

Dans la référence [7], pour des configurations à trois interfaces, nous montrons que la méthode SSA a un domaine d'application deux fois plus étendu en termes de rugosité que la méthode SPM. Compte tenu des différences observées entre les deux méthodes (fig.2), nous ne retenons que la méthode SSA pour étudier l'influence combinée sur l'intensité incohérente du facteur d'isotropie de la première interface et des corrélations entre les interfaces.

La figure 3 donne l'intensité incohérente rétrodiffusée en fonction de l'angle de site de l'onde incidente ($\phi = \phi_0 = 0^\circ$). Pour des interfaces non corrélées, $q_{i,j \neq i} = 0$ et $q_{ii} = 1$. Pour des interfaces corrélées, nous prenons $q_{ij} = 1$. Le facteur d'isotropie de la première interface est égal à 1/2 dans la configuration anisotrope. Pour des interfaces corrélées ou non, l'anisotropie de la première interface conduit à une augmentation du coefficient de rétrodiffusion dans le plan $\phi = \phi_0 = 0^\circ$. Pour une première couche de neige isotrope ou non, les corrélations produisent des oscillations assez marquées (dues aux termes $K_{i,(aa)} K_{j,(aa)}^* P_{ij}$ dans l'expression 15). Il existe plusieurs angles d'incidence pour lesquelles des configurations isotrope/non corrélées et anisotrope/non corrélées (ou isotrope/corrélées et anisotrope/corrélées) présentent le même coefficient de rétrodiffusion. Au delà de 85° , l'intensité rétrodiffusée est proche pour les quatre configurations.

Pour des configurations isotropes, l'intensité incohérente rétrodiffusée ne dépend pas de l'angle d'azimut. Ce n'est plus le cas pour des configurations anisotropes. La figure 4 donne l'intensité rétrodiffusée en fonction de l'angle de θ_0 pour $\phi = \phi_0 = 0^\circ$ et $\phi = \phi_0 = 90^\circ$. Pour une corrélation donnée, les écarts déduits des

courbes dans les plans d'observation peuvent être importants. L'écart maximal est de 15 dB en polarisation (hh) et 16.3 dB en polarisation (vv).

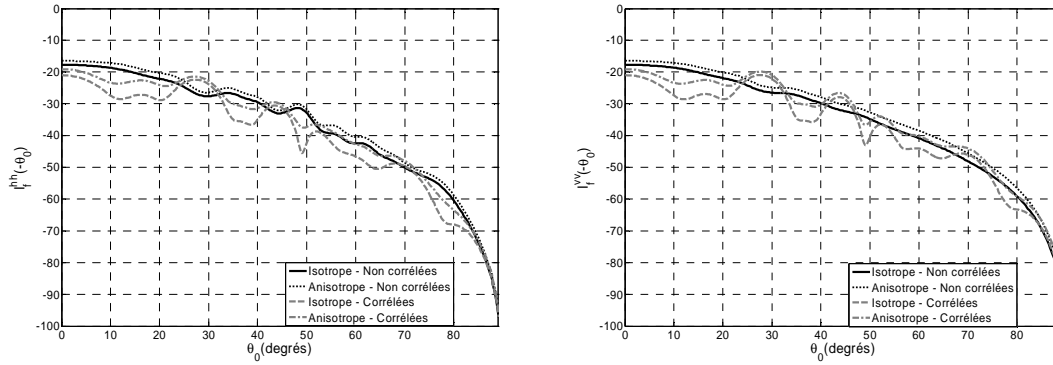


Figure 3 : Intensités incohérentes rétrodiffusées pour des configurations isotropes/anisotropes/corréllées/non corrélées. A gauche, en polarisation (hh), à droite en polarisation (vv). $\phi = \phi_0 = 0^\circ$.

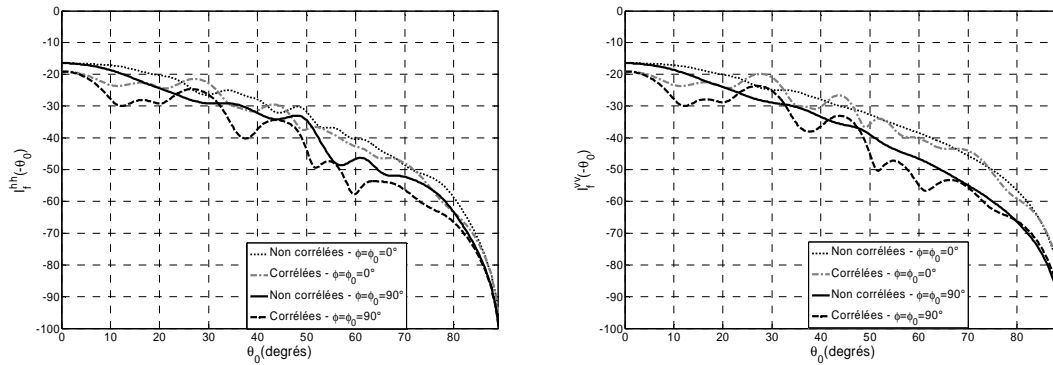


Figure 4 : Intensités incohérentes rétrodiffusées pour des configurations isotropes/anisotropes/corréllées/non corrélées dans deux plans d'incidence perpendiculaires. A gauche, en polarisation (hh), à droite en polarisation (vv).

La figure 5 donne l'intensité incohérente en fonction de l'angle de site de l'onde diffusée pour des configurations en incidence normale ($\theta_0 = 0^\circ, \phi = \phi_0 = 0^\circ$). Pour des interfaces corrélées ou non, l'anisotropie de la première interface conduit à une augmentation de l'intensité. Pour une première interface isotrope ou non, les corrélations produisent des oscillations très marquées (dus aux termes $K_{i,(aa)} K_{j,(aa)}^* P_{ij}$ dans l'expression 15). En polarisations (hh), l'écart maximal obtenu entre les deux configurations isotropes est de 15.5 dB. L'écart maximal est égal à 16.8 dB en polarisation (vv). Comme pour le coefficient de rétrodiffusion, il existe plusieurs angles d'observation pour lesquelles des configurations isotrope/non corrélées et anisotrope/non corrélées (ou isotrope/corrélées et anisotrope/corrélées) présentent la même valeur de l'intensité.

La figure 6 donne l'intensité incohérente en fonction de l'angle de site de l'onde diffusée pour des configurations en incidence normale ($\theta_0 = 0^\circ$) dans trois plans d'incidence $\phi = \phi_0$ avec $\phi_0 = 0^\circ, 45^\circ$ et 90° . Les interfaces sont non corrélées et la première couche de neige est anisotrope. Pour des interfaces isotropes, l'intensité incohérente ne dépend pas du plan d'observation. Ce n'est plus le cas si une des interfaces est anisotrope. Les valeurs des intensités sont proches dans les plans $\phi = \phi_0 = 45^\circ$ et

$\phi = \phi_0 = 90^\circ$. Les écarts avec les valeurs obtenues dans le plan $\phi = \phi_0 = 0^\circ$ peuvent être importants et atteindre 5 dB.

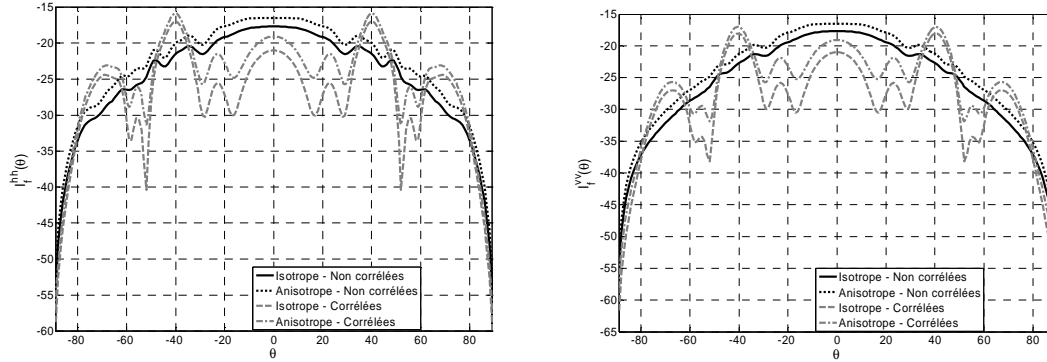


Figure 6 : Intensités incohérentes pour des configurations isotropes/anisotropes/corrélées/non corrélées. A gauche, en polarisation (hh), à droite en polarisation (vv). $\theta_0 = 0^\circ$ et $\phi = \phi_0 = 0^\circ$.

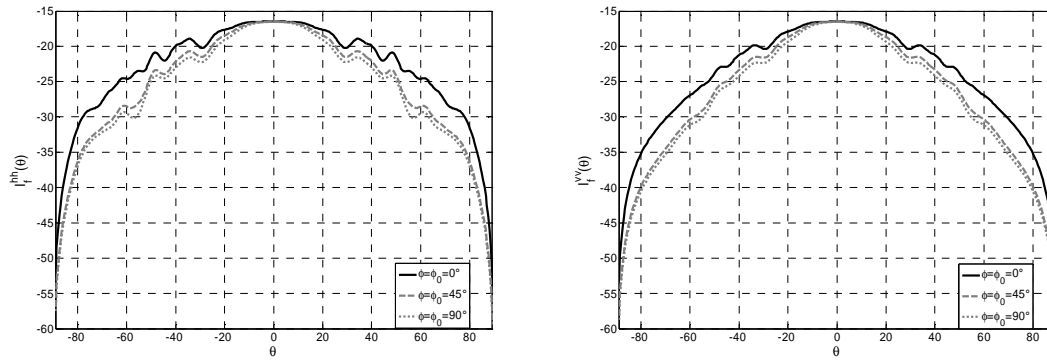


Figure 7 : Intensités incohérentes pour des configurations anisotropes/non corrélées. A gauche, en polarisation (hh), à droite en polarisation (vv). $\theta_0 = 0^\circ$

Conclusion

Nous avons étudié la signature radar en bande Ku d'une mer gelée enneigée présentant sept couches de neige. Les modèles SPM et SSA d'ordre 1 présentés prennent en compte les facteurs d'isotropie et les corrélations entre les différentes interfaces. Pour des surfaces isotropes et non corrélées, nous avons constaté que les coefficients de rétrodiffusion obtenus avec les deux modèles présentaient des écarts significatifs pouvant atteindre 6 à 7 dB. Par la suite, nous avons étudié avec la méthode SSA l'influence sur l'intensité incohérente du facteur d'isotropie de l'interface Air/Neige et des intercorrélations. Pour des surfaces corrélées ou non, l'anisotropie de la première interface conduit à une augmentation du coefficient de rétrodiffusion et d'une manière générale de l'intensité incohérente. Pour une interface Air/Neige isotrope ou non, les intercorrélations produisent des oscillations marquées pouvant atteindre plusieurs dB. Il existe plusieurs angles d'incidence pour lesquelles des configurations isotrope/non corrélées et anisotrope/non corrélées ou isotrope/corrélées et anisotrope/corrélées présentent le même coefficient de rétrodiffusion. Au delà de 85° , l'intensité rétrodiffusée dépend peu du facteur d'isotropie et de l'état de corrélation des interfaces. Pour des configurations anisotropes, l'intensité incohérente rétrodiffusée dépend du plan

d'observation. Pour deux plans d'observations perpendiculaires, des écarts de 15 - 16 dB sont observés. De même, nous avons noté qu'il existe plusieurs angles d'observation pour lesquelles des configurations ayant des facteurs d'isotropie et des coefficients de corrélation différents présentent la même valeur de l'intensité incohérente (pour une incidence donnée). Pour une interface Air/Neige anisotrope, l'évolution de l'intensité incohérente en fonction de l'angle de site de l'onde diffusée dépend du plan d'observation. Ces différentes simulations ont permis de montrer que la réponse électromagnétique d'une structure multicouches est très sensible aux facteurs d'isotropie et aux intercorrélations. Ces paramètres doivent être pris en considération lors de l'analyse de la signature électromagnétique d'une structure Air/Neige/Glace/Mer et impose une connaissance assez fine du milieu.

Références bibliographiques

- [1] A. G. Voronovich, *Wave Scattering from Rough Surfaces*, Berlin: Springer, 1994.
- [2] A. G. Voronovich and V. U. Zavorotny, "Theoretical Model for scattering of radar signals in Ku- and C-Bands from a Rough Sea Surface with breaking waves," *Waves Random Media* 11, 247–69, 2001.
- [3] G. Berginc, "Small-slope approximation method: a further study of vector wave scattering from two dimensional surfaces and comparison with experimental data," *Progr. Electromagn. Res.* 37, pp. 51–87, 2003.
- [4] J.A. Ogilvy, *Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces*, Bristol, Adam Hilger, 1991.
- [5] P. Beckmann and A. Spizzichino, *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*, Oxford: Pergamon, 1963.
- [6] C. Berginc and C. Bourrelly "The small-slope approximation method applied to a three-dimensional slab with rough boundaries," *Progress In Electromagnetics Research*, PIER 73, pp. 131–211, 2007.
- [7] A. Berrouk, R. Dusséaux, S. Afifi, "Electromagnetic wave scattering from rough layered interfaces: analysis with the small perturbation method and the small slope approximation," *Progress In Electromagnetics Research B*, Vol. 57, pp. 177-190, 2014.
- [8] S. Afifi, R. Dusséaux, A. Berrouk, "Electromagnetic wave scattering from 3D layered structures with randomly rough interfaces: analysis with the small perturbation method and the small slope approximation," *IEEE Antennas and Propagation*, vol. 62, no. 10, pp. 5200-5208, 2014.
- [9] R. Dusséaux, S. Afifi, M. Dechambre, B. Legresy, "Simulations of the altimetric signal intensity from 2D layered air/snow/sea-ice rough interfaces", *20 Years of Progress in Radar Altimetry*, ESA SP-710, octobre 2012, Venice, Italie.
- [10] R.T. Tonboe, L.T. Pedersen and C. Haas, "Simulation of satellite radar altimeter sea ice thickness retrieval uncertainty," *The Cryosphere Discuss.* 3, pp. 513–559, 2009.
- [11] P. Phu, A. Ishimaru, and Y. Kuga, "Copolarized and cross-polarized enhanced backscattering from two-dimensional very rough surfaces at millimeter wave frequencies," *Radio Sci.*, vol. 29, no. 5, pp. 1275–1291, 1994.
- [12] S. Afifi and R. Dusséaux, "On the co-polarized phase difference of rough layered surfaces: Formulas derived from the small perturbation method," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 59, no. 7, pp. 2607-2618, July 2011.
- [13] S. Afifi and R. Dusséaux, "Scattering by anisotropic rough layered 2D interfaces," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 60, no. 11, pp. 5315-5328, Nov. 2012
- [14] J.A. Kong, K.H. Ding, and C.O. Ao, *Scattering of electromagnetic waves – Numerical simulations*, Wiley-Interscience, New York, 2001.